

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА ПОЛИКРИСТАЛЛЕ

И.Л. Лобач, А.И. Бенедиктович

Белорусский государственный университет

пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь, lobachihor@mail.ru

В данной статье рассмотрено теоретическое описание параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) на поликристалле. Исследуется случай достаточно большого детектора $\theta_{\text{det}} \gg 1/\gamma$. Выведено выражение для измеряемой интенсивности в предположении известной и довольно гладкой функции распределения ориентаций (ФРО). Найдены две модели ФРО, для которых возможно аналитическое решение. Представлены характерные распределения интенсивности. Используя параметры существующего образца поликристаллического алмаза и электронного ускорителя, получена многообещающая оценка для числа испущенных фотонов. Дано сравнение ПРИ от поликристалла и монокристалла. Обсуждаются возможные применения ПРИ от поликристалла.

Введение

Исследование ПРИ на поликристаллах началось примерно двадцать лет назад с теоретического рассмотрения излучения от поликристаллов, возникающего при прохождении через них пучка электронов [1], и последующих экспериментов [2]. Затем ПРИ от поликристалла было случайно обнаружено на "REFERelectronring" [3]. Оказалось, что ось [110] мишени из поликристаллического молибдена была преимущественно ориентирована [4]. Дальнейшие исследования [5, 6] показали, что интенсивность такого излучения сравнима с интенсивностью характеристического излучения Mo линии K_α . Естественно, в вышеупомянутых статьях утверждают, что параметры наблюдаемых спектров связаны с параметрами распределений ориентаций в поликристаллах. Именно это мотивировало нас на поиски связи между ФРО и распределением интенсивности теоретически. В [1] получено выражение для частотно-углового распределения интенсивности ПРИ от поликристалла. В вышеупомянутых экспериментах был исследован спектральный состав излучения при определенных углах наблюдения. Мы, наоборот, решили рассмотреть некоторое усредненное угловое распределение интенсивности (четкое определение будет дано ниже) в больших пределах изменения углов, пользуясь тем преимуществом ПРИ, что оно может наблюдаться как на малых, так и на больших углах к скорости электронов. Таким образом, мы рассматриваем достаточно большой детектор ($\theta_{\text{det}} \gg 1/\gamma$) и достаточно гладкую ФРО.

Подход

В [7] сообщается о получении тонкого слоя наноалмазов размерами 5×7 мм и толщиной 500 нм для экспериментов по излучению при прохождении пучков ускоренных частиц. Размер отдельных наноалмазов лежит в относительно узком диапазоне вблизи 100 нм. Следовательно, кинематическая теория ПРИ применима. При рассмотрении поликристалла необходимо ввести функцию распределения ориентаций (ФРО) $f(\varphi, \psi, \theta)$, дающую объемную долю наноалмазов, имеющих ориентацию, описываемую углами Эйлера (рис. 1а, б):

$$\frac{dV}{V} = f(\varphi, \psi, \theta) \sin \theta d\varphi d\psi d\theta \quad (1)$$

Соответственно, вводятся две системы координат: прикрепленная к поликристаллу в целом (А) и прикрепленная к элементарной ячейке отдельного наноалмаза (В).

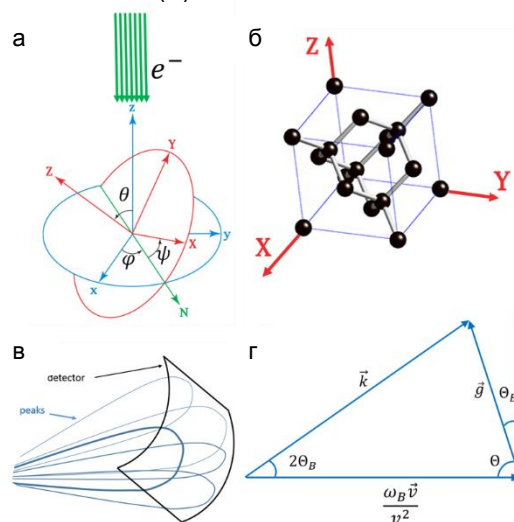


Рис. 1. а - геометрия задачи; б - элементарная ячейка, прикрепленная с.о.; в - предполагаемый вид ПРИ от поликристалла; г - геометрия ПРИ.

Отправной точкой служит формула из [8]:

$$N_{\text{int}} = \frac{\alpha |\cos 2\Theta_B|}{4 \sin^2 \Theta_B} \frac{J}{e} |\chi_{\tilde{g}}(\omega_B)|^2 \frac{\omega_B L}{c} \quad (2)$$

$$\cdot ((1 + \cos^2 2\Theta_B) \ln(\xi_D + \sqrt{\xi_D^2 + 1}) - \cos^2 2\Theta_B)$$

которая дает число фотонов, падающих на детектор за одну секунду от одного пика ПРИ (для случая монокристалла). $\xi_D = \gamma \theta_D$, где θ_D - угловой размер детектора (рад) и γ - Лоренц-фактор электронов. Здесь предполагается, что центр пика совпадает с центром детектора. \vec{g} - вектор обратной решетки, $\alpha = 1/137$, J - полный ток в пучке электронов, e - заряд электрона, L - длина пути электрона в кристалле, $\omega_B, \chi_{\tilde{g}}(\omega_B)$ - частота и восприимчивость, соответствующие пику интен-

сивности, угол Θ_B указан на рис. 1г, где \vec{v} - скорость электрона, \vec{k} - волновой вектор, соответствующий пику.

Что касается задачи о поликристалле, будем предполагать, что распределение ориентаций достаточно гладкое (авторы [5] и [6] утверждают, что пики становятся шире в случае поликристаллов), и детектор большой настолько, чтобы измеренная интенсивность по большей части зависела от количества пиков, попавших в детектор, нежели от структуры отдельных пиков от разных наноалмазов (как от монокристаллов). $N_{\text{нл}}$ пропорционально количеству пиков от разных наноалмазов, центры которых попадают в область детектора (рис. 1в).

Некоторый ξ_{Def} может быть выбран. Очевидно, пики, попадающие в центр детектора, и пики, попадающие на край детектора, несут отличные энергии. Именно поэтому необходимо усреднение. К тому же, оно в какой-то мере учтет хвосты от пиков, центры которых не попадают в детектор. ξ_{Def} слабо зависит от параметров задачи и близок к угловому размеру детектора, умноженному на γ .

Этих допущений достаточно чтобы получить результаты, которые представлены ниже. Выкладки здесь не будут представлены. Под интенсивностью будет пониматься:

$$I = \frac{dN}{d\Phi d2\Theta_B \sin 2\Theta_B}, \quad (3)$$

где dN - количество фотонов за единицу времени.

Аксиальная модель текстуры

$$f_1(\varphi, \psi, \theta) = C \exp(S \cos \Theta_0), \quad (4)$$

где Θ_0 - угол Θ для определенного \vec{g}_0 . Он может быть выражен через $\varphi, \psi, \theta, \vec{g}_0$, $1/S$ описывает ширину пика распределения ориентаций, C - нормирующий множитель. В этом случае

$$I = \frac{C}{4 \sin \Theta_B} T(|\vec{g}|, \Theta_B) 2\pi \cdot \cdot I_0 \{ S \sqrt{(1 - z_0^2) - 2(x_0 y_0 + x_0 z_0) + (1 - z_0^2) z_0^2 \sin \Theta} \} \cdot \exp\{S(x_0 y_0 + y_0 x_0 + z_0 z_0) \cos \Theta\}$$

$I_0\{arg\}$ - нулевая модифицированная функция Бесселя первого рода, $(x_0, y_0, z_0) = \vec{g}_0 / |\vec{g}_0|$, $(x, y, z) = \vec{g} / |\vec{g}|$ - в системе координат В, $1/C = \int \exp(S \cos \Theta_0) \sin \theta d\varphi d\psi d\theta$. Необходимо обратить внимание на то, что $I(\Theta, \Phi) \rightarrow I(\Theta)$.

Модель сферических компонент

$$f_2(\varphi, \psi, \theta) = f_2(\mathbf{c}_p, \mathbf{c}) = C \exp(S \cos \omega),$$

$$\cos \omega = \frac{\text{Tr}(\mathbf{T}^{-1}(\mathbf{c}_p) \cdot \mathbf{T}(\mathbf{c})) - 1}{2}, \quad (6)$$

здесь \mathbf{c}_p - вектор-параметр, указывающий исходную ориентацию, C - нормирующий множитель, Tr - след матрицы. $\mathbf{c} \Leftrightarrow (\varphi, \psi, \theta)$, таким же образом $\mathbf{c}_p \Leftrightarrow (\varphi_{\text{pref}}, \psi_{\text{pref}}, \theta_{\text{pref}})$, \mathbf{T} - матрица перехода из системы координат В в А. Более подробное описание приведено в работе [9]. Аналитическое выражение для интенсивности слишком громоздкое, чтобы представлять его здесь (рис. 2).

Сравнение ПРИ от поликристалла и монокристалла

Целью здесь будет сравнить соответствующую интенсивности ПРИ. Для случая поликристалла мы используем решение для аксиальной модели текстуры. Положим $\varphi_0 = 0, \psi_0 = 0, \theta_0 = 0$,

возьмем отражение (1, 1, 1), $\xi_{\text{Def}} = 10$. Распределения интенсивности в порядке возрастания S показаны на рис. 2. И в случае монокристалла можно ввести аналог рассматриваемой интенсивности. Тогда, если ориентация монокристалла таких же макроскопических параметров дается как $\varphi = 0, \psi = 0, \theta = 0$, рефлекс - (1, 1, 1), $\gamma = 100$, $\Theta_D = 0.1$, $\xi_{\text{Def}} = 10$, то $I^* = 5 \cdot 10^7$ фотон / ср·с.

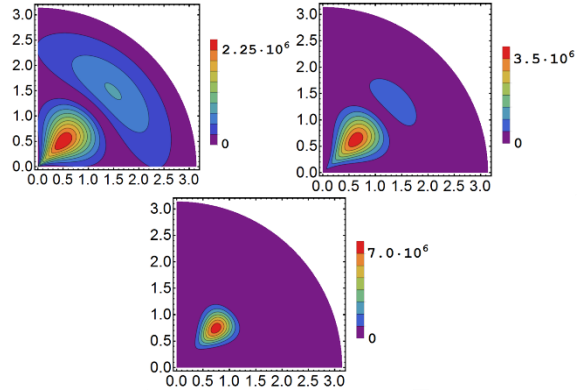


Рис. 2. Распределения интенсивности (фотон/ср·с) при $S = 10.5, 20, 50$ соответственно, $\Phi \in [0, \pi/2]$, модель сферических гармоник.

На рис. 2 видно, что с ростом S пик становится более острым, и максимальная интенсивность приближается к интенсивности от монокристалла. На самом деле, она может даже превзойти последнюю. В этом нет никакой ошибки, это просто означает, что условия применения описанного рассмотрения нарушаются (см. раздел Подход.), а именно, ФРО должна быть достаточно гладкой, или, другими словами, полученная интенсивность не должна изменяться существенно при изменениях угла порядка углового размера детектора

($\Theta_0 = 0.1$).

Распределение интенсивности при фиксированной частоте

Когда мы фиксируем частоту, мы должны держать в уме следующее соотношение для пиков ПРИ [8]:

$$\omega = \frac{|\vec{g}|c}{2 \sin \Theta_0} \quad (7)$$

При фиксированной ω для различных $|\vec{g}|$ мы можем найти соответствующие Θ_0 . Это значит, что мы будем наблюдать набор колец. Причем количество колец ограничено, поскольку $\sin \Theta_0 \leq 1$ (рис. 3).

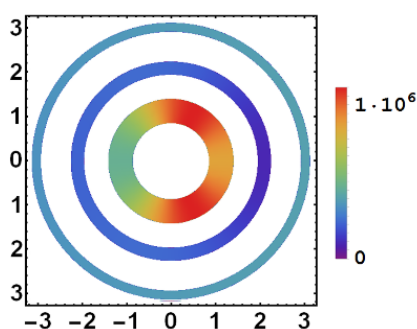


Рис. 3. Характерное распределение интенсивности (фотон/ср*с) при фиксированной частоте.

ω соответствует трем наблюдаемым кольцам. Толщина колец зависит от диапазона частот, регистрируемых детектором.

Заключение

Рассмотрено теоретическое описание ПРИ от поликристалла. Для определенности использовался конкретный образец поликристалла, полученный в [7]. В предположении известной ФРО получено формальное выражение для углового распределения интенсивности. Распределение интенсивности при фиксированной частоте представляет собой набор колец, соответствующих различным $|\vec{g}|$. Найдено аналитическое решение для аксиальной модели текстуры и модели сферических компонент. Для электронного пучка из

ASTA, Fermilab получены многообещающие значения числа испущенных фотонов ($\sim 10^6 \text{ с}^{-1}$).

Представленное теоретическое описание справедливо, если характерная интенсивность на ниже, чем в случае соответствующего монокристалла.

Особенностью ПРИ от поликристалла является то, что энергия излучения не зависит от ориентации образца и является только функцией угла наблюдения $2\Theta_0$. Это явно видно в (7) и было экспериментально обнаружено в [5].

В случае достаточно гладких ФРО (которые и были рассмотрены) фотоны испускаются в конусы с довольно большими углами раствора. Это может быть полезно при исследованиях, где необходимо облучение больших объектов [6].

Таким образом, ПРИ от поликристалла можно назвать перспективным источником излучения.

Дальнейшее исследование показало, что при определенных условиях ФРО полностью определяется распределением интенсивности. Результаты будут представлены в отдельной статье.

Список литературы

1. Nasonov N.N. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B. 1998. V. 145. P. 19.
2. Blazhevich S. et al. // Phys. Lett. A. 1999. V. 254. P. 230.
3. Chouffani K. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B. 2001. V. 173. P. 241.
4. Endo I., Iseki D., Ohnishi T., Moriyoshi C., Shchagin A.V. On the origin of mysterious X-ray spectral peaks observed at the REFER electron ring // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B. 2004. V. 217. P. 666–670.
5. Salasa Nawangat et al. Parametric X-ray Study from Textured Molybdenum Polycrystal // Journal of the Physical Society of Japan. 2006. Vol. 75. № 12. P. 124705.
6. Takabayashi Y. et al. Observation of intense PXR from textured polycrystal // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B. 2006. V. 243. P. 453–456.
7. Lobko A. et al. Nanodiamond targets for accelerator X-ray experiments // Nucl. Instr. Meth. B. 2015. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2015.02.031>.
8. Baryshevsky V.G., Feranchuk I.D., Ulyanenko A.P. Parametric X-ray Radiation in Crystals. Theory, Experiment and Applications. Springer-Verlag, 2005. P. 27–32.
9. Benediktovich A.I., Feranchuk I.D., Ulyanenko A.P. Theoretical Concepts of X-Ray Nanoscale Analysis. Springer-Verlag, 2014. 304 p.

PARAMETRIC X-RAY RADIATION FROM A POLYCRYSTAL

Ihar Lobach, Andrei Benediktovich

Belarusian State University

Nezavisimosti ave. 4, Minsk, 220030, Belarus, lobachihor@mail.ru

This article considers theoretical description of PXR (Parametric X-ray Radiation) from a polycrystal. The case of rather large detector ($\Theta_{\text{det}} \gg 1/\gamma$) is considered. An expression for measured intensity is derived in assumption of known and smooth enough Orientation Distribution Function (ODF). Two models of ODF resulting in analytical solution for the intensity distribution are found. Typical intensity distributions are presented. Using parameters of real polycrystalline diamond and electron accelerator a promising estimation of number of emitted photons is obtained. Comparison of PXR from polycrystals and monocrystals is given. Applications of PXR from a polycrystal are discussed.